

Пассивная модуляция добротности лазера на стекле с эрбием с помощью кристалла $\text{ZnSe} : \text{Co}^{2+}$

Н.Н.Ильичев, П.П.Пашинин, П.В.Шапкин, А.С.Насибов

Описана работа лазера в режиме пассивной модуляции добротности, когда генерация происходит на TEM_{mn} -моды. При рассмотрении учтены потери на поглощение из возбужденного состояния и нелинейное поглощение в затененных концах активного элемента. Измерены энергия импульса генерации для TEM_{00} -моды, отношение энергии генерации для поперечных мод TEM_{mn} с $t = 0 - 4, n = 0$ и $t = 0 - 3, n = 1$ к энергии TEM_{00} -моды лазера на стекле с эрбием и его временные характеристики в режиме пассивной модуляции добротности с помощью кристалла $\text{ZnSe} : \text{Co}^{2+}$. Показано, что при переходе от одного типа колебаний к другому при постоянных параметрах резонатора энергия импульса генерации меняется дискретно. Оценено изменение в процессе развития генерации радиуса поперечного распределения TEM_{00} -моды на выходном зеркале лазера, работающего в режиме пассивной модуляции добротности. Установлено, что относительное изменение площади поперечного сечения генерации в плоскости выходного зеркала в наших условиях составляет менее 2%. Сравнение полученных экспериментальных данных с расчетными показало их хорошее согласие.

Ключевые слова: лазеры, пассивная модуляция добротности, поперечные моды резонатора.

1. Введение

Исследованию режима пассивной модуляции добротности посвящен целый ряд работ [1–10], некоторые из них появились в самое последнее время [2]. В большинстве работ при теоретическом рассмотрении было принято, что поперечное распределение интенсивности излучения является прямоугольным. Исключение здесь – работа [3], где считалось, что поперечное распределение интенсивности соответствует TEM_{00} -моды пустого резонатора, причем предполагалось, что в процессе генерации поперечное распределение остается неизменным. Такое же предположение было сделано в более поздних работах [2, 9, 10], где также полагалось, что профиль излучения является гауссовым.

Одна из целей настоящей работы – построение метода расчета параметров лазера на стекле с Er^{3+} с пассивной модуляцией добротности для поперечного распределения интенсивности, соответствующего произвольной TEM_{mn} -моды пассивного резонатора. Предлагаемый метод является развитием изложенного в [3] метода энергетического баланса. Часть работы посвящена экспериментальному обоснованию приближения постоянства поперечного распределения интенсивности в процессе развития генерации в наших условиях. Рассмотрен также вопрос о влиянии поглощения из возбужденного состояния Er^{3+} на длине волны 1.54 мкм на характеристики лазеров.

2. Теоретическое рассмотрение

Будем исходить из баланса энергии за небольшой промежуток времени Δt для поперечной моды с произвольными индексами. Такой подход позволяет обойтись без достаточно сложного расчета взаимодействия пространственно неоднородного излучения с неоднородно усиливающей средой. Справедливость сделанных предположений может быть проверена путем сравнения выводов, полученных в рамках данной модели, с результатами эксперимента.

Сделаем следующие предположения. Во-первых, примем, что генерация происходит на поперечной TEM_{mn} -моды, радиус распределения поля которой равен радиусу распределения поля моды пассивного резонатора, т. е. резонатора, содержащего все оптические элементы, в том числе ненакачанный активный элемент (АЭ). Это предположение достаточно сильное, т. к. в процессе генерации меняются поперечные распределения плотностей населенности верхнего и нижнего лазерных уровней, что, конечно, должно сказываться на поперечном распределении интенсивности проходящего через АЭ излучения. В ряде работ исследовался вопрос об искажении поперечного распределения интенсивности в насыщенной усиливающей среде. Так, в [11] и некоторых других работах было показано, что при больших коэффициентах усиления (7.4–20) в процессе развития генерации профиль изменяется и становится отличным от того, который следует из расчетов, приведенных в [12]. С другой стороны, в [13, 14] было показано, что при небольших коэффициентах усиления эти искажения невелики. В нашем случае коэффициент усиления составил менее 1.3, что значительно меньше, чем в [11], и, кроме того, в [11] рассматривался случай плоских зеркал резонатора, а эта геометрия резонатора чувствительна к возмущениям.

Н.Н.Ильичев, П.П.Пашинин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ilichev@kapella.gpi.ru

П.В.Шапкин, А.С.Насибов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Необходимо также отметить, что обычно в резонаторе присутствует диафрагма, потери на которой приводят к фильтрации пространственного распределения интенсивности, что вызывает частичное восстановление профиля генерации на каждом проходе излучения по резонатору. Как показано в [15], ТЕМ₀₀-мода резонатора с гауссовой диафрагмой устойчива к возмущениям, т. е. начальные отклонения от стационарных параметров (радиуса кривизны и диаметра) распространяющегося в резонаторе гауссова пучка стремятся к нулю с увеличением числа проходов излучения по резонатору. Если же диафрагма в резонаторе отсутствует, отклонения не затухают с увеличением числа проходов, как, например, при распространении излучения в оптической линии задержки [16]. Для трехуровневой схемы лазерной среды при наличии затененных участков АЭ, т. е. участков, на которые не действует излучение накачки, их просветление под действием излучения генерации создаст мягкую диафрагму, что также будет способствовать поддержанию определенной моды резонатора.

Во-вторых, будем считать, что интенсивность генерации, которая является суммой интенсивностей прямой и обратной волн в линейном резонаторе, в любой момент времени постоянна вдоль АЭ. В-третьих, пренебрежем изменением населенности уровней за счет спонтанного распада, т. к. длительность импульса генерации (~100 нс) значительно меньше времени жизни верхнего лазерного уровня Er³⁺ (5–10 мс). В-четвертых, пренебрежем энергией, потраченной на просветление затвора. Это предположение оправдывается тем, что в обычных условиях энергия, извлеченная из АЭ в процессе генерации, значительно больше энергии, необходимой для просветления пассивного затвора. В-пятых, включим в баланс также энергию, запасенную в виде излучения в резонаторе. Кроме того, предположим, что ширина спектра генерации достаточно велика, так что пространственное распределение инверсии вдоль АЭ во время генерации считаем однородным. Будем также считать начальное распределение коэффициента усиления в объеме АЭ однородным.

В процессе генерации за время Δt из среды извлекается энергия в виде излучения, часть которого теряется за счет поглощения и дифракции, а часть выходит из резонатора через полупрозрачное зеркало. Кроме того, часть энергии запасается в виде излучения в резонаторе. При рассмотрении будем учитывать поглощение из возбужденного состояния (ПВС). В рамках настоящего рассмотрения это поглощение, вообще говоря, невозможно отличить от обычного поглощения, например посторонними примесями, однако рассмотрение при наличии ПВС несколько сложнее, поэтому проведем его для случая, когда ПВС присутствует.

Предположим, что в АЭ интенсивность излучения генерации

$$I(x, y, t) = I_0(t)G_{mn}(x, y),$$

где x, y – координаты в поперечной плоскости, а $G_{mn}(x, y)$ – функции, отвечающие за поперечное распределение интенсивности мод с индексами m и n . В прямоугольных координатах [17, 18]

$$G_{mn}(x, y) = H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right)^2 H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{w}\right)^2 \times$$

$$\times \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right),$$

где $H_n(s)$ – полином Эрмита n -й степени; w – радиус гауссова распределения. Для круговой симметрии функция G_{mn} выражается через полиномы Лагерра.

Будем исходить из известного (см., напр., [19]) кинетического уравнения для концентрации ионов n_2 , находящихся на верхнем лазерном уровне 2:

$$\frac{dn_2}{dt} = [-(\sigma_{12} + \sigma_{21})n_2 + \sigma_{12}n_0]I(x, y, t),$$

где n_0 – полная концентрация примесных ионов; σ_{12} и σ_{21} – сечения вынужденных переходов снизу вверх и сверху вниз соответственно. Решение этого уравнения имеет вид

$$n_2(x, y, t) = \xi n_0 + [n_2(t = -\infty) - \xi n_0] \times \exp\left[-(\sigma_{12} + \sigma_{21}) \int_{-\infty}^t I(x, y, t') dt'\right],$$

где $\xi = \sigma_{12}/(\sigma_{12} + \sigma_{21})$. Для засвеченной части кристалла начальное значение концентрации $n_2(t = -\infty)$ равно ее пороговому значению, а для затененных частей АЭ имеем $n_2(t = -\infty) = 0$.

Можно показать, что энергия, извлеченная из АЭ за время Δt в процессе генерации,

$$E_{\text{extr}} = \hbar\omega \frac{dx(t)}{dt} \Delta t \frac{\chi_0 + 2l_{\text{ends}}\alpha_0 + 2\eta l_{\text{ill}}\alpha_0}{2(\sigma_{12} + \sigma_{21})(1 - \eta)} F_{mn}(x(t)), \quad (1a)$$

где

$$F_{mn}(x(t)) = \int_S G_{mn} \exp[-x(t)G_{mn}] ds;$$

$\hbar\omega$ – энергия кванта излучения генерации;

$$x(t) = (\sigma_{12} + \sigma_{21}) \int_{-\infty}^t I_0(t) dt$$

(обратим внимание на то, что здесь и ниже $x(t)$ не является координатой); $\eta = \sigma_{23}/(\sigma_{12} + \sigma_{21})$; σ_{23} – сечение поглощения из возбужденного состояния; $\chi_0 = \ln(1/R) + 2 \ln(1/T_0)$; R – коэффициент отражения выходного зеркала; T_0 – начальное пропускание пассивного затвора; l_{ill} – длина засвеченной части АЭ; l_{ends} – длина затененной части АЭ вблизи его концов (считаем, что накачка проводится с помощью импульсной лампы и часть АЭ оказывается в тени за счет наличия держателей АЭ); $L_a = l_{\text{ill}} + l_{\text{ends}}$ – длина АЭ; $\alpha_0 = \sigma_{12}n_0$ – ненасыщенный коэффициент поглощения излучения на длине волны генерации в АЭ. Интегрирование проводится по площади S в поперечной плоскости (ds – элемент площади). При выводе выражения (1a) было учтено, что радиус поперечного распределения интенсивности w в АЭ не зависит от продольной координаты z и времени.

Энергия, поглощенная в процессе генерации из возбужденного состояния в засвеченной части АЭ,

$$E_{\text{ill}}^{\text{esa}} = \eta \hbar\omega \frac{dx(t)}{dt} \Delta t \left[\frac{l_{\text{ill}}\alpha_0}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} S_{mn} + \right.$$

$$+ \frac{\chi_0 + 2l_{\text{ends}}\alpha_0 + 2\eta l_{\text{ill}}\alpha_0}{2(\sigma_{12} + \sigma_{21})(1 - \eta)} F_{mn}(x(t)) \Big], \quad (16)$$

где $S_{mn} = \int_S G_{mn} ds$. Энергия, поглощенная затененной частью АЭ из основного состояния,

$$E_{\text{ends}}^s = \hbar\omega \frac{dx(t)}{dt} \Delta t l_{\text{ends}} \alpha_0 \frac{1}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} F_{mn}(x(t)). \quad (1b)$$

Энергия, поглощенная в процессе генерации из возбужденного состояния в затененной части АЭ,

$$E_{\text{ends}}^{\text{esa}} = \hbar\omega \frac{dx(t)}{dt} \Delta t \eta l_{\text{ends}} \alpha_0 \frac{1}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} [S_{mn} - F_{mn}(x(t))]. \quad (1r)$$

Энергия, потерянная в резонаторе за счет ухода излучения через полупрозрачное выходное зеркало и за счет поглощения в пассивном затворе (считаем, что в затворе имеется остаточное поглощение) [19, 20],

$$E_{\text{res}}^{\text{loss}} = \frac{1}{2} \hbar\omega \frac{1}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \frac{dx(t)}{dt} \Delta t \chi_1 S_{mn}, \quad (1d)$$

где $\chi_1 = \ln(1/R) + 2 \ln(1/T_1)$ – внутрирезонаторные потери во время генерации; T_1 – пропускание пассивного затвора в открытом состоянии. Изменение за время Δt энергии, запасенной в резонаторе в виде излучения,

$$E_{\text{res}}^r = \frac{1}{2} T \hbar\omega \Delta t \frac{dI_0}{dt} S_{mn}, \quad (1e)$$

где T – время обхода резонатора фотоном. Извлеченная из АЭ энергия будет рассеяна во всех указанных выше процессах.

Выражение для энергетического баланса имеет вид

$$E_{\text{extr}} = E_{\text{ill}}^{\text{esa}} + E_{\text{ends}}^s + E_{\text{ends}}^{\text{esa}} + E_{\text{res}}^{\text{loss}} + E_{\text{res}}^r. \quad (2)$$

Подставляя в (2) выражения (1), получаем уравнение

$$T \frac{dI_0}{dt} = \frac{\chi_1 + 2L_a \eta \alpha_0}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \frac{dx(t)}{dt} \left[(1 + \nu) \frac{F_{mn}(x(t))}{S_{mn}} - 1 \right], \quad (3)$$

где $1 + \nu = (\chi_0 + 2L_a \eta \alpha_0) / (\chi_1 + 2L_a \eta \alpha_0)$. Из (3) и условия $dI_0/dt = 0$ можно получить уравнение для определения x_{max} , при котором интенсивность в процессе генерации достигает максимума:

$$(1 + \nu) \frac{F_{mn}(x_{\text{max}})}{S_{mn}} - 1 = 0. \quad (4)$$

Интегрируя правую и левую части уравнения (3) по времени в пределах от $-\infty$ до t , переходя к новой переменной интегрирования $u = x(t)$ в правой части и учитывая, что $x(t = -\infty) = 0$, получаем уравнение для $x(t)$:

$$T \frac{dx(t)}{dt} = (\chi_1 + 2L_a \eta \alpha_0) \times \left\{ (1 + \nu) \frac{1}{S_{mn}} \int_S [1 - \exp[-x(t)G_{mn}]] ds - x(t) \right\}. \quad (5)$$

Из (5), принимая во внимание, что $dx(t)/dt \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$ (интенсивность излучения после окончания импульса

равна нулю), получаем уравнение, решение которого дает значение $x_{\infty}^{(mm)} = x(t \rightarrow \infty)$, которым определяется выходная энергия импульса генерации:

$$(1 + \nu) \frac{1}{S_{mn}} \int_S \{1 - \exp[-x_{\infty}^{(mm)} G_{mn}]\} ds - x_{\infty}^{(mm)} = 0. \quad (6)$$

Выходная энергия $W^{(mm)}$ находится из выражения [19, 20]

$$W^{(mm)} = \frac{1}{2} S_{mn} x_{\infty}^{(mm)} E_s \ln \frac{1}{R}, \quad (7)$$

где $E_s = \hbar\omega / (\sigma_{12} + \sigma_{21})$ – плотность энергии насыщения. Из (5) и (4) получаем интенсивность в максимуме импульса генерации

$$I_{\text{max}} = \frac{\chi_1 + 2L_a \eta \alpha_0}{T(\sigma_{12} + \sigma_{21})} \times \left\{ (1 + \nu) \frac{1}{S_{mn}} \int_S [1 - \exp[-x_{\text{max}} G_{mn}]] ds - x_{\text{max}} \right\}. \quad (8)$$

Необходимо отметить, что уравнения (3)–(6) и (8) не зависят от радиуса w . Если определить длительность импульса как отношение плотности энергии к максимальной интенсивности, то для длительностей переднего (τ_1) и заднего (τ_2) фронтов, а также полной длительности импульса τ имеем выражения

$$\begin{aligned} \tau_1 &= \frac{x_{\text{max}}}{I_{\text{max}}(\sigma_{12} + \sigma_{21})}, \\ \tau_2 &= \frac{x_{\infty} - x_{\text{max}}}{I_{\text{max}}(\sigma_{12} + \sigma_{21})}, \\ \tau &= \frac{x_{\infty}}{I_{\text{max}}(\sigma_{12} + \sigma_{21})}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для случая ТЕМ₀₀-моды уравнение (6) имеет вид [3]

$$(1 + \nu) \int_0^{x_{\infty}} \frac{1 - \exp(-y)}{y} dy - x_{\infty} = 0,$$

при этом площадь поперечного сечения генерации $S_{00} = \pi w^2/2$. Если формально положить $G_{mn} = 1$ при $r \leq r_0$ и $G_{mn} = 0$ при $r > r_0$ (где r – радиус в полярной системе координат, а r_0 – радиус области генерации), то уравнение (6) переходит в уравнение [1, 6]

$$(1 + \nu)[1 - \exp(-x_{\infty})] - x_{\infty} = 0,$$

а $S_{mn} = \pi r_0^2$.

Из (7) следует, что каждой поперечной моде ТЕМ_{mn} соответствует энергия генерации $W^{(mm)}$. Из приведенных выражений ясно, что энергия генерации в режиме пассивной модуляции добротности должна меняться дискретно при перестройке резонатора, когда происходит смена одного типа колебаний другим. Можно показать, что отношение $\gamma_{mn}^{(v)} = W^{(mm)} / W^{(00)}$ определяется индексами m, n и не зависит от радиуса w для выбранной геометрии резонатора. Сравнение экспериментально полученных значений этого отношения с расчетными может служить в качестве одного из критериев справедливости предположений, сделанных при выводе выражений (2)–(9).

Из (6) видно, что отношение γ_{nm} является функцией параметра ν . Можно показать, что

$$\begin{aligned} \gamma_{nm}^{(0)} = \gamma_{nm}(\nu \rightarrow 0) &= \frac{(\int_S G_{nm} ds)^2}{\int_S G_{nm}^2 ds} \frac{\int_S G_{00}^2 ds}{(\int_S G_{00} ds)^2} \\ &= \frac{1}{\pi} \frac{(\int_S G_{nm} ds)^2}{\int_S G_{nm}^2 ds}. \end{aligned} \quad (10)$$

При увеличении ν от 0 до 3, что исчерпывает большинство практически важных случаев, отношение γ_{nm} ($m, n \leq 4$) изменяется незначительно, уменьшаясь на $\sim 2.5\% - 4\%$ от $\gamma_{nm}^{(0)}$, поэтому при оценках можно пользоваться значениями $\gamma_{nm}^{(0)}$.

В случае, когда ПВС отсутствует, но имеются потери, связанные, например, с посторонними примесями, все конечные уравнения (3)–(9) сохраняют свой вид, если считать, что $\eta\alpha_0$ – коэффициент поглощения излучения этими примесями, а $(1 - \eta)\alpha_0$ – коэффициент поглощения ионами Er³⁺ из основного состояния.

Важным достоинством данного описания является использование в качестве главной характеристики излучения параметра $\chi(t)$, который для TEM₀₀-моды представляет собой плотность энергии в максимуме ее поперечного распределения от момента начала развития генерации до момента времени t , нормированную на плотность энергии насыщения. Для стекла, легированного ионами Er³⁺, плотность энергии насыщения велика (~ 10 Дж/см²), что требует тщательного выбора коэффициента отражения выходного зеркала и начального пропускания пассивного затвора, чтобы избежать оптического пробоя элементов резонатора излучением генерации.

Из (6) следует также, что наличие затененных частей АЭ не сказывается на выходной энергии. Это может быть объяснено тем, что начальное поглощение в этих частях требует увеличения запасенной в АЭ энергии, чтобы усиление превышало также потери, связанные с поглощением в данных частях АЭ. Эта дополнительная энергия, в свою очередь, полностью тратится на просветление затененной части АЭ, т.е. наличие затененных частей АЭ приводит к увеличению пороговой энергии накачки и не сказывается на выходной энергии. Для мод более высокого порядка, чем TEM₀₀, вблизи нулей поля, в затененных частях АЭ и в объеме пассивного затвора остаются области поглощения, на которых происходит дифракция излучения, что приводит к увеличению потерь в процессе генерации и сказывается на характеристиках излучения. Учет этого обстоятельства выходит за рамки настоящего рассмотрения.

Необходимо отметить, что приведенные выше уравнения справедливы и для четырехуровневой схемы лазерных уровней, если формально положить $\sigma_{12} = 0$.

3. Эксперимент

Исследования режима пассивной модуляции проводились для двух имевшихся в наличии АЭ из стекла с эрбием: АЭ размером $\varnothing 5 \times 105$ мм с длиной засвеченной части 80 мм и $\alpha_0 = 0.1$ см⁻¹ на длине волны генерации и АЭ размером $\varnothing 4 \times 80$ мм с длиной засвеченной части 75 мм и $\alpha_0 = 0.052$ см⁻¹. Торцы АЭ были просветлены. Измеренные коэффициенты отражения для всех торцов оказались меньше 0.1%. Время жизни верхнего лазерного уровня было измерено по затуханию люминесценции и

составило 6–6.5 мс. Для этих элементов была измерена плотность энергии насыщения и оценено значение остаточных потерь: $E_s = 10.5 \pm 1.5$ Дж/см² и $\eta < 0.06$.

Резонатор лазера был образован выходным зеркалом с коэффициентом отражения 75% и радиусом кривизны 1 м и плоским зеркалом с коэффициентом отражения около 100%. Длина резонатора составила 66 см, середина АЭ находилась на расстоянии 22 см от выходного зеркала. Поляризующих элементов в резонаторе не было.

Режим пассивной модуляции добротности реализовывался с помощью затвора на основе кристалла ZnSe, легированного Co²⁺. Легирование осуществлялось методом диффузии в условиях термодинамического равновесия [21]. Применялись два пассивных затвора, которые обозначим как А и Б. Их пропускания были измерены в слабом (T_0) и сильном (T_1) полях и составили $T_0 = 91.4\% \pm 0.3\%$, $T_1 = 96\% \pm 0.2\%$ для затвора А и $T_0 = 91.9\% \pm 1.8\%$, $T_1 = 95.6\% \pm 0.3\%$ для затвора Б. Пассивные затворы устанавливались перед выходным зеркалом.

Накачка осуществлялась импульсной лампой, частота повторения импульсов накачки равнялась 0.1 Гц. Абсолютные измерения энергии импульса генерации проводились с помощью калориметра ИМО-2Н, а относительные – с помощью пиромодуля ПМ-4, у которого было удалено входное окно из германия.

Для сравнения результатов эксперимента и расчета необходимо знать площадь поперечного распределения плотности энергии в АЭ. Поэтому были проведены отдельные измерения этого распределения в плоскости выходного зеркала для моды TEM₀₀. Измерения проводились следующим образом. Строилось изображение плоскости выходного зеркала с помощью вогнутого золотого зеркала с радиусом кривизны 1 м и измерялось поперечное распределение плотности энергии в плоскости изображения с помощью щели, которая перемещалась шаговым двигателем. Точность перемещения была равна 1 мкм. Коэффициент увеличения определялся по тестовой шкале, которая помещалась вблизи плоскости выходного зеркала, при этом все элементы оптического тракта оставались на своих местах. Измерение размеров изображения шкалы проводилось с помощью микроскопа при освещении его шкалы лампой накаливания. На рис.1 показаны полученное экспериментально поперечное распределение плотности энергии излучения в плоскости выходного зеркала (точки), а также распреде-

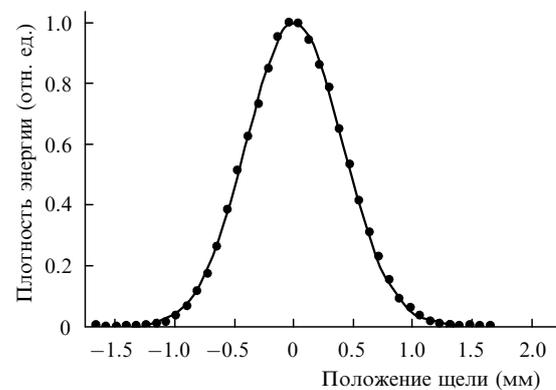


Рис.1. Поперечное распределение плотности энергии излучения в плоскости выходного зеркала (АЭ размером $\varnothing 4 \times 80$ мм, пассивный затвор Б). Точки – эксперимент, сплошная кривая – $\exp[-2(x/w)^2]$ при $w = 803$ мкм.

Табл.1.

Размер АЭ (мм)	Затвор	Радиус на зеркале (мкм)		Энергия импульса генерации (мДж)	
		Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
Ø4 × 80	А	823	803	10.2	10.4
	Б	805	803	7.6	8.1
Ø4 × 105	А	827	796	10.3	10.3
	Б	811	796	8.1	8.0

ление, соответствующее моде TEM_{00} пассивного резонатора (сплошная кривая). Видно, что оба распределения практически совпадают.

В табл.1 приведены измеренные и расчетные значения радиуса w в плоскости выходного зеркала. Расчет выполнялся с помощью формализма $ABCD$ -матриц [18] для описанной выше геометрии резонатора. Видно, что экспериментальные и расчетные значения w близки. За радиус пучка в АЭ принималось его значение, рассчитанное для середины АЭ. В табл.1 даны также значения энергии импульса излучения для TEM_{00} -моды, полученные с имеющимися пассивными затворами для двух АЭ. Необходимо обратить внимание на то, что два АЭ устанавливались в один осветитель и имели разные длины l_{ends} затененных частей: 5 и 25 мм. Однако для этих двух случаев выходная энергия импульса генерации при одном и том же затворе была одинаковой. Это подтверждает сделанный выше вывод о том, что длина затененного участка АЭ не сказывается на энергии импульса. В табл.1 приведены и расчетные значения выходной энергии при параметрах пассивных затворов, указанных выше. При расчете принималось, что $E_s = 10.5$ Дж/см² и, это необходимо подчеркнуть, поглощение из возбужденного состояния отсутствует ($\eta = 0$). Видно, что измеренные и расчетные значения энергии импульса близки. Поляризация излучения была почти линейной, что оценивалось по отношению минимальной энергии излучения, пропущенного призмой Глана, к максимальной (в зависимости от ее поворота), которое составило $\sim 1 : 300$.

Было исследовано изменение поперечного распределения интенсивности излучения в процессе развития генерации в режиме пассивной модуляции добротности. Для этого вместо щели в схеме измерения поперечного распределения плотности энергии в его максимуме устанавливалась диафрагма диаметром 0.6 мм, пропускание которой составляло около 18 %. Падающее на диафрагму и прошедшее через нее излучение регистрировалось с помощью двух фотодиодов ЛФД 2а (с временным разрешением около 1 нс) и осциллографа ДРО 7254. Два фотодиода использовались для повышения точности измерений. Находились отношения r_d сигналов с фотодиодов, а также отношение r_i сигналов при убранный диафрагме в зависимости от времени. Отношение $T_d = r_d/r_i$ давало изменение пропускания от времени.

На рис.2,а представлено пропускание T_d , нормированное на среднее значение и усредненное по 15 реализациям. Здесь же приведен импульс генерации, чтобы показать, для каких его частей определялось T_d . Видно, что значения T_d находятся вблизи 1, но наличие шума затрудняет определение их отклонения. Высокочастотная составляющая шума связана в основном с тем, что импульс был не гладкий, а также с шумом регистрирующей аппаратуры. Для устранения шума проводилась обработка полученных значений T_d , которая заключалась в фильтрации высокочастотных составляющих излучения,

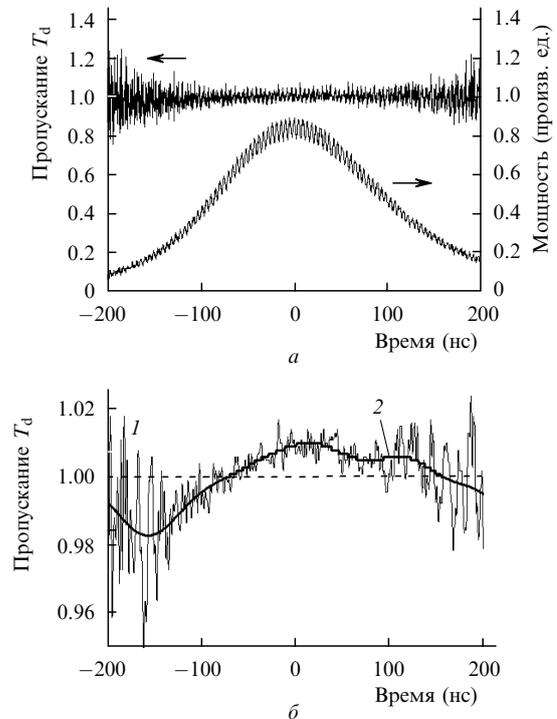


Рис.2. Нормированное на среднее значение и усредненное по 15 реализациям пропускание диафрагмы T_d , а также импульс генерации (а) и обработанные значения T_d при разных частотах фильтрации шума (б); для кривой 2 частота фильтрации меньше, чем для кривой 1.

частоты которых были больше частоты, равной обратному времени обхода фотоном резонатора. На рис.2,б показаны обработанные значения T_d для двух частот фильтрации. Видно, что отклонение T_d от 1 во время развития импульса составляет менее 2 %. Отсюда следует, что относительное изменение площади поперечного распределения интенсивности в процессе развития генерации также меньше 2 % и предположение о постоянстве этого распределения во время развития генерации для наших условий справедливо.

На рис.3,а представлена форма импульса генерации, полученная с АЭ размером Ø4 × 80 мм с пассивным затвором Б (сигнал нормирован на максимум), а на рис.3,б – расчетная форма импульса при параметрах, соответствующих пассивному затвору Б (сигнал нормирован на максимум). Расчет проводился с помощью уравнения (5) при $\eta = 0$. Из рис.3,б, на котором приведена разность этих сигналов, следует, что отклонение формы импульса излучения от расчетной составляет менее 0.05. Это отклонение приходится на задний фронт импульса и может быть связано с особенностями временного отклика использованного фотодиода.

Из осциллограмм рис.3,а, б были найдены длительности переднего и заднего фронтов импульса с помощью выражений (9). Для этого из совокупности значений сигналов U_i , соответствующих моментам времени t_i ($i =$

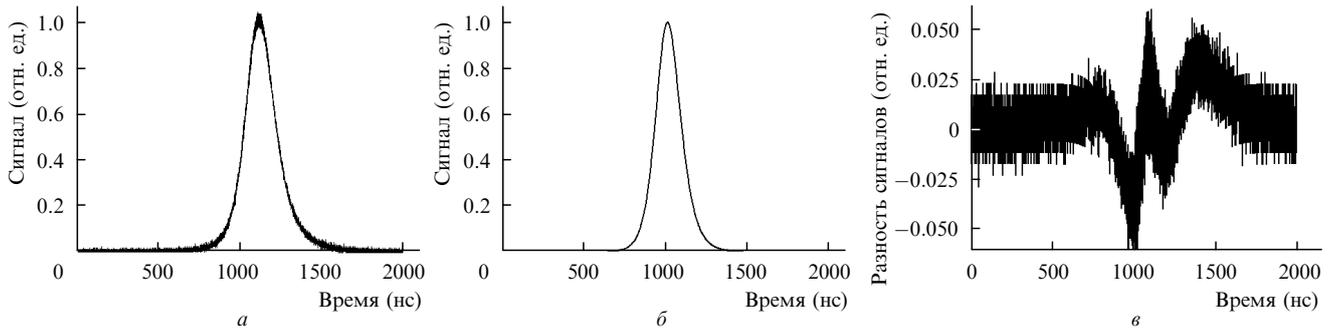


Рис.3. Экспериментальная зависимость выходной мощности импульса генерации в режиме пассивной модуляции добротности (затвор Б) от времени (а), расчетная форма импульса (б), а также разность представленных на рис.3,а, и б сигналов (в).
Табл.2.

Затвор	τ_1 (нс)		τ_2 (нс)		τ (нс)	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
А	95	95	95	106	190	201
Б	111	121	111	131	222	251

= 0, 1, 2, ... на осциллограмме рис.3,а, находились положение максимума i_{max} и значение сигнала в максимуме U_{max} , а также площадь под кривой до максимума $S_{max} = \sum_{i=0}^{i_{max}} U_i \Delta$ и полная площадь под кривой $S_{\infty} = \sum_{i=0}^N U_i \Delta$, где Δ – шаг дискретизации данных по времени. Тогда длительность переднего фронта $\tau_{1\text{exp}} = S_{max}/U_{max}$, длительность заднего фронта $\tau_{2\text{exp}} = (S_{\infty} - S_{max})/U_{max}$ и длительность всего импульса $\tau_{\text{exp}} = S_{\infty}/U_{max}$. В табл.2 приведены полученные из осциллограмм и расчетные длительности фронтов. Из сравнения экспериментальных и расчетных длительностей следует, что отклонение их друг от друга не превышает 10 %.

Для нахождения величины γ_{mn} была измерена энергия импульса излучения при генерации на модах с высокими поперечными индексами. Поперечное распределение плотности энергии излучения определялось выбором области генерации в АЭ и диафрагмой, находившейся в резонаторе. Для получения генерации на поперечных модах высокого порядка внутри резонатора помещалась нить диаметром 40 мкм. Измерялось среднее по 10 импульсам значение энергии генерации для каждого типа этого поперечного распределения. На рис.4 приведены измеренные значения γ_{mn} при $m = 0 - 4$ и $n = 0$, а также при $m = 0 - 3$ и $n = 1$. Здесь же показаны расчетные значения $\gamma_{mn}^{(0)}$. Поляризация излучения во всех случаях была близка к линейной.

Одна из трудностей измерений заключалась в том, что для получения значений γ_{mn} , которые можно срав-

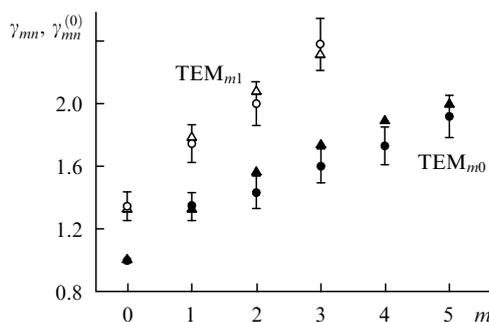


Рис.4. Зависимости значений γ_{mn} (кружки) и $\gamma_{mn}^{(0)}$ (треугольники) от индекса m моды TEM_{mn} для $n = 0$ и 1. Кружки – эксперимент, треугольники – расчет по формуле (10) при $v = 0$.

нить с расчетными, необходимо, чтобы внутрирезонаторные потери оставались одинаковыми для всех сравниваемых мод. Другой трудностью эксперимента являлось то, что поперечное распределение коэффициента усиления в АЭ было неоднородным, что проявлялось в изменении порога генерации при переходе от одной области генерации в АЭ к другой. Поэтому проводилось несколько серий измерений, в каждой из которых была своя настройка резонатора. Бралось средние значения γ_{mn} . Указанные на рис.4 погрешности отражают разброс полученных значений γ_{mn} . Видно, что расчетные и полученные экспериментально значения удовлетворительно согласуются между собой и их различие находится в пределах погрешности эксперимента.

4. Заключение

1. Найдены выражения, описывающие работу лазера в режиме пассивной модуляции добротности, когда генерация происходит на произвольной поперечной TEM_{mn} -моды. Учтены потери на поглощение из возбужденного состояния и нелинейное поглощение в затененных концах АЭ. Показано, что наличие затененных участков не сказывается на энергии импульса генерации, пока порог генерации достижим. В рамках использованной модели невозможно отличить поглощение из возбужденного состояния от поглощения на посторонних примесях.

2. Проведено измерение поперечного распределения плотности энергии излучения в плоскости выходного зеркала лазера, работающего на TEM_{00} -моды, в режиме пассивной модуляции добротности. Сравнение полученных значений радиуса гауссова пучка с его расчетным значением показывает, что в пределах погрешности измерений они совпадают, поэтому внутри АЭ радиус гауссова пучка при расчетах может быть принят равным радиусу TEM_{00} -моды пассивного резонатора (когда АЭ не накачен). Такое предположение позволяет рассчитывать выходную энергию лазера в режиме модуляции добротности, используя параметры пассивного резонатора.

3. Проведено сравнение измеренных значений энергии импульса генерации для TEM_{00} -моды лазера на стекле с эрбием и его временных характеристик в режиме пассивной модуляции добротности с расчетными значе-

ниями. Модуляция добротности осуществлялась с помощью затвора на основе кристалла $\text{ZnSe}:\text{Co}^{2+}$. Показано, что экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчета по приведенным в настоящей работе выражениям.

4. Оценено изменение в процессе развития генерации радиуса поперечного распределения интенсивности TEM_{00} -моды на выходном зеркале лазера, работающего в режиме пассивной модуляции добротности. Экспериментально установлено, что относительное изменение площади поперечного сечения генерации в плоскости выходного зеркала составляет менее 2%. Это позволяет утверждать, что сделанное при выводе уравнений предположение о постоянстве поперечного распределения интенсивности во время генерации в наших условиях справедливо.

5. Измерены энергии генерации для мод с несколькими поперечными индексами. Показано, что при переходе от одного типа колебаний к другому энергия импульса генерации меняется скачком. Значения γ_{mn} образуют семейства точек в плоскости (γ_{mn} – индекс m), объединенные по индексу n . Сравнение полученных экспериментально значений γ_{mn} для $m = 0 - 4$, $n = 0$ и $m = 0 - 3$, $n = 1$ с расчетными значениями $\gamma_{mn}^{(0)}$ показало их удовлетворительное согласие.

Авторы выражают благодарность Г.А.Буфетовой за измерение спектров пропускания кристаллов $\text{ZnSe}:\text{Co}^{2+}$ и активных элементов из стекла, легированных эрбием.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-16566 и 06-02-16779) и INTAS (грант № 03-51-4893), а также гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ № НШ-8283.2006.2.

1. Басиев Т.Т., Денкер Б.И., Ильичев Н.Н., Малютин А.А., Мирон С.Б., Осико В.В., Пашинин П.П. *Квантовая электроника*, **9**, 1536 (1982).
2. Bhardwaj A., Agrawal L., Pal S., Kumar A. *Appl. Phys. B*, **86**, 293 (2007).
3. Ильичев Н.Н., Гулямова Э.С., Пашинин П.П. *Квантовая электроника*, **24**, 1001 (1997).
4. Kalashnikov V.L., Shcherbitsky V.G., Kuleshov N.V., Girard S., Moncorge R. *Appl. Phys. B*, **75**, 35 (2002).
5. Zhang X., Zhao S., Wang Q., Liu Y., Wang J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 905 (1994).
6. Degnan J.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 1890 (1995).
7. Xiao G., Bass M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 41 (1997).
8. Zhang X., Zhao S., Wang Q., Zhang Q., Sun L., Zhang S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 2286 (1997).
9. Chen Y.F., Lan Y.P., Chang H.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 462 (2001).
10. Zhang X., Zhao S., Wang Q., Ozygus B., Weber H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 1166 (2000).
11. McAllister G.L., Mann M.M., DeShazer L.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 44 (1970).
12. Fox A.G., Li T. *Bell Syst. Tech. J.*, **40**, 453 (1961).
13. Statz H., Tang C.L. *J. Appl. Phys.*, **36**, 1816 (1965).
14. Fox A.G., Li T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 774 (1966).
15. Yariv A., Yeh P. *Opt. Commun.*, **13**, 370 (1975).
16. Kogelnik H. *Bell Syst. Tech. J.*, **44**, 455 (1965).
17. Kogelnik H., Li T. *Appl. Opt.*, **5**, 1550 (1966).
18. *Справочник по лазерам. Т.2.* Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. радио, 1978, с. 19).
19. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. *Оптические генераторы на твердом теле* (М.: Сов. радио, 1967).
20. Мак А.А., Ананьев Ю.А., Ермаков Б.А. *УФН*, **92**, 373 (1967).
21. Ильичев Н.Н., Шапкин П.В., Мосалева С.Е., Насибов А.С. *Квантовая электроника*, **34**, 1169 (2004).